

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ДВУХЦВЕТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ: РОЛЬ КУЛОНОВСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

И.Е. Иляков, Б.В. Шишкин, Л.Н. Александров, М.Ю. Емелин, М.Ю. Рябикин

Институт прикладной физики РАН

Оптико-терагерцовая конверсия излучения при взаимодействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с веществом является одним из активно развиваемых направлений современной лазерной физики. Среди оптических способов генерации терагерцового излучения (ТИ) большой интерес представляют преобразователи на основе ионизированного при помощи сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов газа. Интерес к ним обусловлен отсутствием в плазме фоновых линий поглощения, что позволяет получать ТИ с непрерывным спектром во всем терагерцовом диапазоне, и возможностью создания удаленных от исследователя источника и детектора ТИ в атмосфере. Наилучшие результаты у источников данного типа наблюдаются при использовании сферических линз и двухцветных оптических импульсов, содержащих излучение на основной и удвоенной частоте.

В [1] была предложена модель генерации ТИ, основанная на возбуждении макроскопического остаточного электронного тока. Для расчета нелинейного тока, эффективность возбуждения которого в значительной степени определяет эффективность генерации ТИ, авторами использовалась полуклассическая модель, в которой концентрация электронов определялась согласно формуле Аммосова-Делоне-Крайнова для вероятности туннельной ионизации, а их траектории рассчитывались в приближении сильного поля. Предложенная в [1] наглядная модель позволила объяснить ряд зависимостей характеристик ТИ от параметров среды и лазерного излучения, в том числе наличие оптимального фазового сдвига между компонентами двухцветного поля. В рамках использовавшихся авторами [1] приближений величина этого оптимального фазового сдвига является постоянной и не зависит от параметров эксперимента. Однако в различных независимых экспериментальных исследованиях были зарегистрированы разные значения оптимальной фазовой задержки между лазерным излучением на основной частоте и на второй гармонике [1–4].

В [5] нами был предложен расширенный подход к описанию процесса генерации направленных токов, в основе которого лежит учет кулоновского взаимодействия между отрываемым электроном и остовом атома или молекулы. На основе как полных трехмерных квантовомеханических расчетов, так и простой классической модели было показано, что величина оптимального фазового сдвига между компонентами двухцветного импульса должна существенно зависеть от интенсивности лазерного излучения.

Для проверки теоретически полученных результатов был поставлен эксперимент [6]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Импульс излучения лазера на кристалле Ti:Sa (центральная длина волны 800 нм) проходил через

собирающую линзу и попадал в кристалл ВВО, где осуществлялась генерация второй гармоники. В области фокуса линзы происходил лазерный пробой воздуха, и энергия полученных в искре импульсов терагерцового излучения измерялась с помощью ячейки Голя. Изменение относительной фазы между излучением на длинах волн 800 нм и 400 нм осуществлялось смещением кристалла ВВО вдоль направления распространения лазерного импульса.

В результате проведенного эксперимента были найдены зависимости оптимального фазового сдвига между излучением на основной частоте и второй гармонике от энергии и длительности двухцветного лазерного импульса, а также от фокусного расстояния линзы, используемой для фокусировки лазерного излучения. На рис. 2 приведено сравнение результатов обработки полученных экспериментальных данных с результатами трехмерных квантовых расчетов. Видно, что в области умеренной ионизации газа результаты эксперимента прекрасно согласуются с теорией.

Таким образом, в работе проведены экспериментальные и теоретические исследования с целью определения оптимальных условий возбуждения направленных фототоков для эффективной генерации терагерцового излучения при ионизации газов в двухцветном лазерном поле. Продemonстрировано наличие сильной зависимости оптимального фазового сдвига между компонентами двухцветного

поля от интенсивности лазерного импульса. В широком диапазоне параметров лазерного излучения полученные экспериментальные результаты согласуются с результатами теоретического рассмотрения за рамками приближения сильного поля, что подтверждает важную роль кулоновских взаимодействий в формировании направленных фототоков, инициирующих генерацию терагерцового излучения.

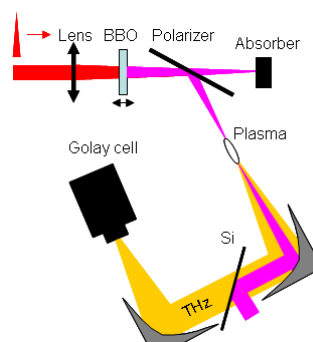


Рис. 1

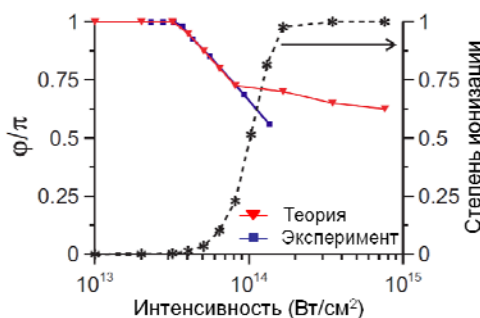


Рис. 2

- [1] Kim K.Y. et al. // Opt. Express. 2007. V. 15, No. 8. P. 4577.
- [2] Dai H., Liu J. // J. Opt. 2011. V. 13, No. 5. P. 055201.
- [3] Karpowicz N., Lu X., Zhang X.-C. // J. Mod. Opt. 2009. V. 56, No. 10. P. 1137.
- [4] Zhang D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109, No. 24. P. 243002.
- [5] Alexandrov L.N., Emelin M.Yu., Ryabikin M.Yu. // J. Phys. B. 2014. V. 47, No. 20. P. 204028.
- [6] Иляков И.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101, № 2. С. 78.

**УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИКОЙ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ
ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ КОРОТКОИМПУЛЬСНОГО
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕНТГЕНОВСКИЙ ДИАПАЗОН**

**О.В. Мешков¹⁾, А.А. Силаев^{1,2)}, М.Ю. Емелин^{1,2)}, Н.В. Введенский^{1,2)},
М.Ю. Рябкин^{1,2)}**

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Одним из актуальных направлений исследований в фемтосекундной оптике является синтез ультракоротких оптических волновых форм с целью формирования импульсов с произвольной зависимостью электрического поля от времени [1, 2]. Такие технологии открывают возможности для полного контроля над микроскопической динамикой электронов и других заряженных частиц в процессе ионизации атомов и молекул лазерными импульсами. В частности, успешно проведены первые эксперименты, демонстрирующие применения таких импульсов для управления процессом ионизации атомов с субфемтосекундной точностью [3]. Исследования в этом направлении привлекают особое внимание в связи с возможностью управления генерацией аттосекундных импульсов, имеющих широкие перспективы использования в различных приложениях, в том числе для спектроскопии со сверхвысоким разрешением.

В данной работе, используя *ab initio* вычисления и квантомеханическое описание процесса генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) в приближении сильного поля [4], модифицированного таким образом, чтобы учесть опустошение основного атомного состояния, мы исследовали возможность увеличения выхода ГГВП при использовании ультракоротких оптических волновых форм двух типов: (1) импульсы с нелинейной частотной модуляцией и (2) волновые формы, полученные сложением двух задержанных относительно друг друга ультракоротких импульсов с различающимися центральными длинами волн.

На рисунках представлены результаты, полученные для случая использования импульса с нелинейной частотной модуляцией. На рис. 1 приведены спектры излучения атома при использовании нечирпированного импульса и чирпированного импульса при найденных оптимальных параметрах. Высокая эффективность процесса ГГВП в случае чирпированного импульса объясняется

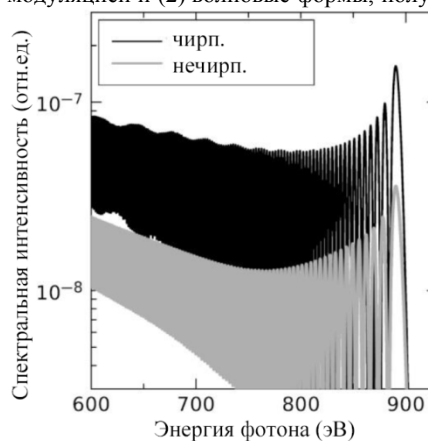


Рис. 1

особенностями динамики фотоэлектронов, характеризуемой в данном случае сочетанием высокой вероятности отрыва электронов, дающих основной вклад в высокочастотную область спектра ГВП, с относительно малой вероятностью опустошения атомарных уровней в интервале времени между отрывом электрона и его столкновением с родительским ионом (рис. 2) [5]. В результате в приведенном выше примере эффективность трансформации оптического излучения в рентгеновское увеличивается примерно в 5 раз.

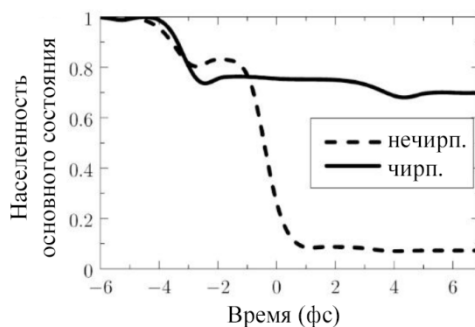


Рис. 2

В случае двухимпульсной схемы было показано, что, применяя тот же принцип управления динамикой фотоэлектронов, можно так же, как и в случае использования импульса с нелинейной частотной модуляцией, достичь значительного увеличения эффективности трансформации оптического излучения в рентгеновское. В частности, была продемонстрирована возможность увеличения выхода гармоник с энергиями фотонов около 3 кэВ более чем на порядок величины.

- [1] Goulielmakis E. et al. // Science. 2007. V. 317, No. 5839. P. 769.
- [2] Chan H.-S. et al. // Science. 2011. V. 331, No. 6021. P. 1165.
- [3] Wirth A. et al. // Science. 2011. V. 334, No. 6053. P. 195.
- [4] Lewenstein M. et al. // Phys. Rev. A. 1994. V. 49, No. 3. P. 2117.
- [5] Силаев А.А. и др. // Квант. электрон. 2015. Т. 45, №5. С. 393.

НЕДИПОЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ СУБАТТОСЕКУНДНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ БИЕНИЙ НА ЗАДНЕМ ФРОНТЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

А.С. Емелина, М.Ю. Емелин, М.Ю. Рябикин

Институт прикладной физики РАН

Благодаря прогрессу, достигнутому в создании лазерных источников среднего ИК диапазона, открылись новые возможности для формирования ультракоротких импульсов, одним из способов получения которых является генерация высоких гармоник. В частности, в работе [1] был предложен метод формирования аттосекундных биений при ионизации газа предельно коротким лазерным импульсом. В спектре излучения, генерируемого на заднем фронте такого импульса, наблюдаются два ярко выраженных максимума, обусловленных вкладами двух групп электро-

нов, которые были оторваны от атома в разные моменты времени и возвращаются к родительскому иону с разными скоростями. Если интенсивности этих максимумов выровнять путем спектральной фильтрации генерируемого излучения, то во времени сигнал гармоник будет представлять собой биения с характерным временным масштабом порядка или менее 1 ас. В работе [1] также было показано, что характерный масштаб генерируемых биений определяется центральной длиной волны лазерного излучения λ_0 и уменьшается с ростом λ_0 .

Однако все расчеты в [1] были сделаны в рамках электродипольного приближения. Таким образом, остается вопрос, насколько критичными являются недипольные эффекты для предложенного механизма генерации аттосекундных биений. Некоторые оценки влияния магнитного поля лазерного импульса в работе [1] были сделаны, однако для полного понимания требуется детальное рассмотрение за рамками дипольного приближения.

Магнитная составляющая силы Лоренца приводит к искажению траектории электрона при его движении в свободном пространстве. В результате снижаются вероятность рекомбинации электрона с родительским ионом и, соответственно, эффективность преобразования лазерного излучения в рентгеновский диапазон. С ростом λ_0 , из-за возрастания скорости движения электрона в свободном пространстве, влияние магнитной составляющей силы Лоренца возрастает. Поэтому при генерации высоких гармоник источниками среднего ИК диапазона роль недипольных эффектов обычно весьма существенна [2].

В связи с быстрым ростом ресурсоемкости численных расчетов с увеличением λ_0 проведение трехмерных квантовомеханических численных расчетов в задачах о взаимодействии атомов с интенсивным излучением среднего ИК диапазона практически невозможно. Поэтому в данной работе мы использовали развитый в [2] полуаналитический подход, являющийся обобщением теории Левенштейна [3] и позволяющий учитывать влияние магнитного поля лазерного импульса на динамику оторванного электрона.

Как и авторы [1], мы исследовали процесс генерации высоких гармоник в атомах гелия, облучаемых лазерным импульсом с длительностью 1,5 периода поля и пиковой интенсивностью $3,4 \times 10^{14}$ Вт/см². Центральная длина волны λ_0 изменялась в пределах от 9 до 20 мкм. На рисунке представлены спектры излучения, генерируемого на заднем фронте лазерного импульса с $\lambda_0 = 9$ мкм, полученные (1) в дипольном приближении и (2) с учетом влияния магнитного поля лазерного излучения. Видно, что магнитное поле в данном случае выступает в качестве спектрального

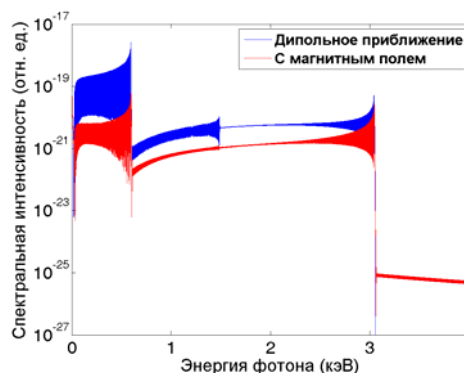


Рис.

фильтра, выравнивающего интенсивности двух максимумов в спектре. Это объясняется тем, что в наибольшей степени магнитный дрейф сказывается на электронах, проводящих в свободном пространстве большее количество времени и ответственных за генерацию низкочастотного пика в спектре излучения.

Расчеты за рамками электродипольного приближения для больших значений λ_0 показали, что биения могут наблюдаться вплоть до значений $\lambda_0 \approx 16$ мкм при соответствующей оптимизации фазы заполнения лазерного импульса. Однако существенно увеличить расстояние между двумя пиками в спектре генерируемого излучения с ростом длины волны не удастся. Это связано с тем, что в результате оптимизации фазы процесс генерации биений с ростом λ_0 переносится в область все меньших интенсивностей.

В результате проведенных исследований показано, что магнитный дрейф электрона не разрушает механизм генерации аттосекундных биений на заднем фронте интенсивного лазерного импульса. Более того, в некотором диапазоне параметров магнитное поле может играть роль спектрального фильтра, снижающего интенсивность низкочастотного пика в спектре генерируемого излучения, позволяя, таким образом, упростить наблюдение генерируемых биений в эксперименте. Однако недипольные эффекты ограничивают достижимый характерный временной масштаб генерируемых волновых форм на уровне $\approx 0,5$ ас.

- [1] Hernández-Garsía C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111, No. 3. P. 033002.
- [2] Емелина А.С., Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю. // Квант. электрон. 2014. Т. 44, № 5. С. 470.
- [3] Lewenstein M. et al. // Phys. Rev. A. 1994. V. 49, No. 3. P. 2117.

ПРИМЕНИМОСТЬ ДИПОЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ К ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МЕТАМАТЕРИАЛАМ

С.М. Кузнецова¹⁾, А. Андриевский²⁾, А.В. Лавриненко²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Датский технический университет

Диэлектрические метаматериалы являются особым классом искусственных электромагнитных сред, вызывающим в последние годы значительный интерес. Диэлектрические кольца с большой диэлектрической проницаемостью зарекомендовали себя как многообещающие структурные единицы метаматериалов [1–3]. Они обеспечивают широкополосный магнитный отклик и предоставляют более широкие возможности перестройки резонансов, чем сферические и кубические частицы.

Выбор способа гомогенизации метаматериалов остается предметом обсуждения [4]. В данной работе используется подход, в рамках которого каждый метатом заменяется суперпозицией электрического и магнитного точечных диполей

[5], и исследуется применимость этого подхода к метаматериалу, состоящему из диэлектрических колец (рис. 1).

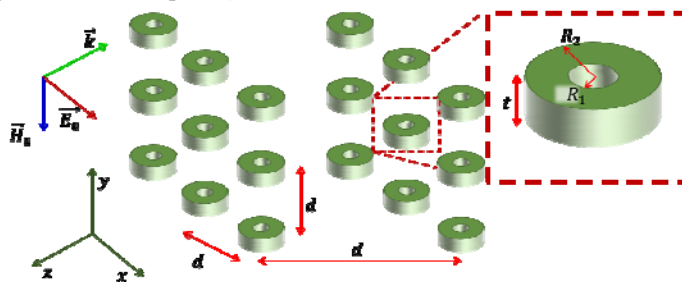


Рис. 1

Моделируя взаимодействие одного слоя колец с плоской волной, можно получить коэффициенты отражения R и прохождения T , которые связаны с электрической и магнитной поляризуемостями колец:

$$\frac{1}{\alpha_e} = \beta_0 + \frac{ikd}{R+T-1}, \quad \frac{1}{\alpha_m} = \beta_0 - \frac{ikd}{R-T+1},$$

где β^0 – константа взаимодействия, k – волновой вектор и d – период решетки.

На рис. 2 (а) приведены магнитные поляризуемости колец как функции частоты при вариации внешнего радиуса R_2 для $R_1 = 0,1d$, величины R_2/d указаны на графике. Увеличение R_2 приводит к понижению резонансной частоты и усилению магнитного отклика. На рис. 2 (б) изображены частотные зависимости α_m при $R_2 = 0,4d$ и разных R_1/d , указанных на графике. Изменение R_1 слабо сказывается на магнитном резонансе. Влияние периода решетки на α_m проиллюстрировано на рис. 2 (в) для $R_1 = 0,1d$ и $R_2 = 0,4d$. Период d зафиксирован и введен новый варьируемый период d^* , d^*/d указано на графике. Увеличение d^* приводит к сходимости поляризуемостей к некоторому конкретному значению в силу уменьшения взаимодействия между кольцами.

Зная поляризуемости колец, расположенных в изолированном слое, можно восстановить коэффициенты R , T для структуры из N слоев:

$$R = \frac{ikd}{2} \sum_{n=1}^N (p_n - m_n) e^{ikd(n-1)}, \quad T = e^{ikd(N-1)} + \frac{ikd}{2} \sum_{n=1}^N (p_n + m_n) e^{ikd(N-n)},$$

где p_n , m_n – электрический и магнитный дипольные моменты колец, связанные с соответствующими поляризуемостями. На рис. 2 (г) показан коэффициент отражения $|R|$ для двух, трех и четырех слоев. Сплошные линии соответствуют восстановленным значениям, линии с кружками – компьютерной симуляции взаимодействия плоской волны с многослойным метаматериалом. Результаты хорошо согласуются, несмотря на большой электрический размер колец (1,2 длины волны).

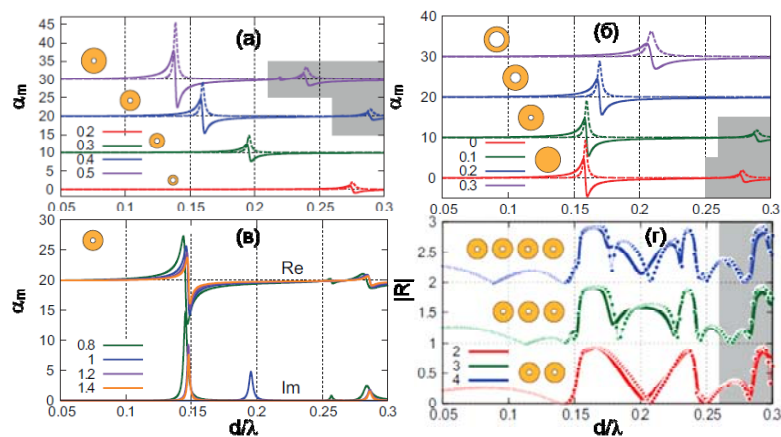


Рис. 2

Таким образом, рассмотрены ограничения применимости дипольного приближения к диэлектрическим метаматериалам, связанные с геометрическими параметрами, на примере структуры из диэлектрических колец. Дипольное приближение позволяет получить адекватные результаты вплоть до $R_2 = 0,4d$ и $d^* = 0,8d$.

- [1] Jelinek L., Marques R. //J. Phys.: Condens. Matter. 2010. V. 22. P. 025902.
- [2] Bakunov M.I., Maslov A.V., Kuznetsova S.M., Zhukov S.N. //Phot. Nano. Fund. Appl. 2014. V.12. P. 114.
- [3] Maslov A.V., Kuznetsova S.M., Hangyo M., Bakunov M.I. //J. Opt. 2014. V. 16. P. 125104.
- [4] Andryieuski A., Sangwoo H., Sukhorukov A. A., Kivshar Yu. S., Lavrinenko A. V. //Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 035127.
- [5] Tretyakov S.A. Analytical modelling in applied electromagnetics – Boston-London: Artech House, 2003, 272 p.

МЕТОДЫ ДОСТИЖЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ СВЕРХСВЕТОВЫХ СКОРОСТЕЙ У ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЙ В УСКОРИТЕЛЯХ

С.А. Семиков

Нижегородский госуниверситет

В отличие от классической физики, где нет ограничений на максимальную скорость V объектов, специальная теория относительности (СТО) устанавливает фундаментальный предел $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме. Несмотря на вековую историю проверок других следствий СТО, верхняя граница скорости не установлена надёжно. Прямые измерения скорости времяпролётным методом (TOF-детекторами), проводят, как правило, для ионов, вдали от светового барьера – при импульсе $p < 1$ ГэВ/с на нуклон, когда классическое $V = p/m < c$. Для ультрарелятивистских частиц, когда $V \rightarrow c$, измерения скорости становятся невозможными.

вистских частиц прямых замеров TOF-камерами не производят. А в редких опытах, интерпретируемых как подтверждение порога c , выявлены сверхсветовые скорости.

Одним из первых опытов такого рода стал опыт Бертоцци [1]. При росте энергии W электронов от 0,5 до 15 МэВ их скорость, измеренная на пролётной базе $L = 8,4$ м по времени пролёта T , менялась от $2,6 \cdot 10^8$ до $3,0 \cdot 10^8$ м/с, не превышая c . Фактически измерялась лишь средняя скорость $V = L/T$ сгустка электронов в линейном ускорителе. Поскольку на длине L ускорителя скорость нарастала от значения V_1 до V_2 , и при $W = 15$ МэВ скорость электронов на входе в ускоритель $V_1 \ll c$, то на выходе скорость $V_2 > V = c$. Тем самым опыт Бертоцци впервые подтвердил сверхсветовую скорость релятивистских электронов. Условие синхронизма частиц и поля выполнялось в [1], поскольку в ускорительном волноводе, кроме основной моды $V_\phi \approx c$, возбуждались также моды ТМ-волн с фазовой скоростью $V_\phi = V > c$.

Из современных опытов известен эксперимент «OPERA» по измерению скорости нейтрино, превысившей c на $\Delta V \sim 7,5$ км/с, и опыт «MINOS» – $\Delta V \sim 10$ км/с [2]. Избыток скорости нейтрино обнаружен в 1976 г. и в лаборатории Fermilab [3]: скорость нейтрино на $\Delta V \sim 10$ км/с превысила скорость c каонов. При вспышке сверхновой SN 1987A регистрация серии нейтрино за 7 часов до вспышки соответствовала превышению c на $\Delta V \sim 10$ км/с [2]. Таким образом, несмотря на оспаривание результатов «OPERA», другие опыты оставляют открытым вопрос о скорости нейтрино. Близость скорости нейтрино к скорости света и независимость V от энергии нейтрино может также означать регистрацию электромагнитного излучения ультравысокой проникающей способности и частоты. Избыток следует из баллистической теории Ритца, по которой источник сообщает свою скорость свету.

Сверхсветовые частицы выявлены также по их черенковскому излучению [4], и в широких атмосферных ливнях (ШАЛ) космических лучей [5]. При $V \approx c$ измеренный по разности моментов Δt регистрации фронта ШАЛ зенитный угол $\theta_t = \arcsin(V\Delta t/2b)$ был систематически меньше измеренного напрямую θ_s – по форме пятна (c полуосями a и b , $\cos\theta_s = a/b$) сработавших детекторов, по методу Fly's Eye и т.п. Оценки θ_t и θ_s совпадут при $V = 2b\sin\theta_s/\Delta t > c$. Снятые характеристики черенковского, синхротронного и ондуляторного излучений тоже согласуются с классическим $V = p/m > c$, при баллистической зависимости скорости света от скорости источника [6, 7]. Не опровергают этого и опыты [8] по сравнению скорости электронов и их излучения. Их синхронная регистрация означает близость скоростей, но не $V = c$. В баллистической теории при импульсе $p = 11$ ГэВ/с скорость электронов V и их излучения c' тоже близки: $V \approx 22000c$ и $c' = c + V \approx 22001c$ [9].

В крупных циклических ускорителях $V > c$ следует из прямых оценок $V = Lf$, где $L \sim 1000$ м – длина кольца ускорителя, $f \sim 10$ МГц – частота ускоряющего поля, синхронного вращению частиц [9, 10]. Как правило, $V = Lf$ совпадает с классическим $V = p/m \approx \gamma c$, где $\gamma \approx p/mc$ – измеренный Лоренц-фактор. В СТО считают $v = Lf_1 \approx c = V/q$, полагая частоту обращения частиц f_1 в q раз меньшей частоты f колебаний поля. Отсюда $q \approx \gamma$ – типичное соотношение, загадочное с точки зрения СТО.

В ускорителях малого радиуса, даже при $\gamma \gg 1$, $q = 1$ и $V = Lf = c$. Но если частицы вращаются с частотой в n раз выше частоты ускоряющего поля, истинная скорость $V = \gamma c > c$. Такие режимы возможны, т.к. колебания поля $E(t)$ ускоряющего резонатора

сообщают разную энергию частицам в ускоряющей и тормозящей фазах поля ввиду вариаций скорости частиц [9]. А поле $E(t) = \sum a_n \cos(2\pi n f t + \varphi_n)$ содержит, кроме основной частоты f , гармоники с амплитудами a_n , номерами $n = 100$ и выше, ускоряющие синхронные частицы с частотами обращения $n f$. Для сгустков, летящих по орбитам разных радиусов с частотами $n f$, общий сигнал $S(t)$ с детекторов можно грубо представить суперпозицией $S(t) = \sum b_n [1 + \cos(2\pi n f t + \theta_n)]$, где b_n – амплитуда, θ_n – фаза, зависящая от равновесной фазы сгустка и дистанции детектора. Сигнал $S(t)$ имеет вид импульсов частоты f . Эффект аналогичен генерации коротких лазерных импульсов частоты f при синхронизации мод $n f$ резонатора. При $V > c$ эффект возможен и в линейных ускорителях: в волноводе возбуждаются моды разных скоростей V_ϕ , ускоряющие синхронные сгустки. А их сигнал $S(t)$ соответствует $V \leq c$.

Прямые измерения скорости позволят проверить СТО и повысить эффективность ускорителей при генерации ускоряющего поля СВЧ- и ТГц-диапазона точно на синхронных частотах $n f$. Из баллистической теории при $V \gg c$ эффективность ускорителей может быть повышена и путём учёта зависимости ускоряющей силы $F \approx F_0(V/c)^2$ от скорости V заряда [9]. Подтверждение сверхсветовой скорости частиц и излучений позволит повысить эффективность ускорителей для применения в устройствах дальней космической связи и сверхсветовом космическом транспорте.

- [1] Bertozzi W. // American J. of Phys. 1964. V. 32, No. 7. P. 551.
- [2] Adam T., Agafonova N., Aleksandrov A. et al. // J. High Energy Phys. 2012. V. 10, No. 10. P. 93.
- [3] Alspector J., Kalbfleisch G.R., Baggett N. et al. // PRL. 1976. V. 36, No. 15. P. 837.
- [4] Водопьянов А.С., Зрелов В.П., Тяпкин А.А. // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 2[99]. С.35.
- [5] Барашенков В.С. // Химия и жизнь. 1975, №3. С. 11.
- [6] Семиков С.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2014, №1. С. 190.
- [7] Семиков С.А. // В кн.: Тр. XVIII научн. конф. по радиофизике / Ред. С.М. Грач, А.В.Якимов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2014. С. 165.
- [8] Brown B.C., Masek G.E. et al. // PRL. 1973. V. 30, No. 16. P. 763.
- [9] Семиков С.А. // Инженер-физик. 2013. № 6–9. С. 18.
- [10] <http://www.sciteclibrary.ru/texts/rus/books/superphysyc/r10.htm>.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СВЕТОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДЛЯ ЗАПИСИ ПОЛИМЕРНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ЛИНЗ

С.Н. Менсов^{1,2)}, М.А. Морозова¹⁾, Ю.В. Полуштайцев²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт металлоорганической химии РАН

В настоящее время для создания элементов голографической оптики широко используются фотополимеризующиеся композиции (ФПК). Введение в состав ФПК

неполимеризационноспособной добавки позволяет получать стабильные фазовые структуры с объемным распределением показателя преломления. При воздействии излучением с неоднородным распределением интенсивности на изначально однородный слой такой среды формируются градиенты концентраций полимера и нейтральной компоненты из-за диффузионных процессов. Поскольку оптические плотности полимера и нейтральной компоненты различны, распределение показателя преломления полученной структуры также будет неоднородным. Основными способами неоднородного экспонирования ФПК являются фотолитография и голография. Однако они обладают существенными недостатками: при фотолитографическом методе требуются высококачественные объективы, основной проблемой голографического способа записи является присутствие спекл-шума. Градиенты концентраций компонент ФПК можно формировать и по-другому: светом с изменяющимся во времени распределением интенсивности.

Процесс нестационарного экспонирования ФПК был проанализирован на основе модели, учитывающей диффузионный массоперенос компонент при полимеризации [1]. Было установлено, что в таких средах на перепаде интенсивности иницирующего излучения нейтральная компонента вытесняется из освещенной области и накапливается в теневой. Формируемый на границе освещенности градиент концентрации нейтральной компоненты растет, пока продолжительность экспонирования не превышает $t = 2t_p$. Здесь $t_p = H_0/I_0$ – характерное время полимеризации (при котором скорость полимеризации наибольшая), H_0 – параметр, определяющий контраст композиции, I_0 – интенсивность иницирующего излучения.

Переместив границу освещенности на заданное расстояние, можно повторить процесс создания градиента концентрации нейтральной компоненты. Значение шага перемещения границы освещенности при этом можно варьировать, что позволяет записывать квазипериодические структуры, такие, как голографические линзы. Функция пропускания голографической линзы

$$T(x) = \exp(ipx^2),$$

где $p = k/(2f)$, k – волновое число, f – фокусное расстояние. При записи такой структуры шаг смещения границы интенсивности уменьшается от центра к периферии:

$$d_m = \sqrt{2\pi/(pm)},$$

где m – номер шага. Однако нейтральная компонента на различных участках голографической линзы перераспределяется неодинаково эффективно: существует оптимальный шаг смещения границы освещенности d_{opt} (определяемый диффузионными параметрами композиции), при котором амплитуда формируемых неоднородностей максимальна:

$$d_{opt} = \sqrt{2D_M t_P},$$

где D_M – коэффициент диффузии мономера. Поэтому, если условия полимеризации остаются неизменными на протяжении всего процесса записи голографической линзы, эффективно использовать всю площадь полученной структуры не удастся

(рис. 1). Показано, что этого можно избежать, если на каждом шаге экспонирования изменять интенсивность инициирующего излучения и продолжительность экспони-

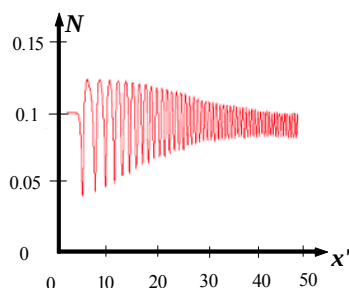


Рис. 1

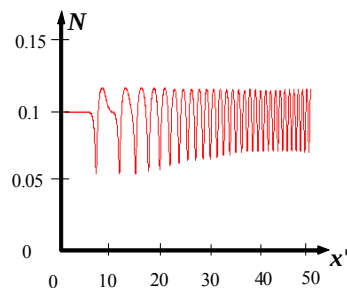


Рис. 2

рования (рис. 2). Причем, чем меньше записываемый период, тем выше должна быть интенсивность.

Для экспериментальной реализации процесса записи голографической линзы предложенным способом использовалась ФПК на основе ОКМ-2 с метанолом в качестве нейтральной добавки.

- [1] Батенькин М.А., Менсов С.Н., Романов А.В. //Опт. и спектроскоп. 2008. Т. 104, № 1. С. 149.

ВЛИЯНИЕ КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ХАОТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

А.В. Башинов, А.В. Ким, А.М. Сергеев

Институт прикладной физики НФУ

Нижегородский госуниверситет

В настоящее время уделяется большое внимание взаимодействию релятивистски сильных лазерных полей с веществом, при котором важен учет радиационных потерь. Влияние радиационных потерь при движении заряженных частиц в электромагнитных полях ведет к двум важным конкурирующим эффектам. Одним из эффектов является охлаждение частиц за счет диссипации энергии (сжатие фазового пространства, образование аттракторов) [1, 2]. Другой эффект – случайность процессов испускания фотонов, что ведет к нагреву частиц (увеличению фазового объема) [3].

В данной работе рассматривается влияние процессов излучения фотонов на динамику электрона в поле плоской стоячей линейно-поляризованной волны с релятивистской амплитудой в хаотическом режиме. В хаотическом режиме электрон движется вдоль вектора Пойнтинга (ось y), при этом может захватываться на случайный промежуток времени в области пучности магнитного поля. Такое движе-

ние наблюдается при амплитудах поля стоячей волны $1 < a < 300$, где $a = eE_0 / (m\omega_0 c)$, E_0, ω_0 – амплитуда и частота стоячей волны, e, m – заряд и масса электрона, c – скорость света. Однако в этом режиме при определенных амплитудах поля волны образуются регулярные аттракторы и стохастический нагрев подавлен [2], если учитывать радиационные потери в форме Ландау-Лифшица [4]. Для анализа важности дискретности излучения фотонов нами проанализирован спектр Ляпуновских характеристических показателей. При учете радиационных потерь в форме Ландау-Лифшица выявлен диапазон амплитуд, при которых образуются регулярные аттракторы $35 < a < 137$: электроны движутся, не меняя направления, вдоль оси y и не смещаются в среднем за период волны вдоль электрического поля (ось z). Отметим, что при рассматриваемых амплитудах потери на излучение малы, и квантовые поправки для мощности и спектра излучения электрона несущественны, т.е. классическое выражение для силы радиационного трения, казалось бы, может быть применено. В указанном диапазоне амплитуд старший Ляпуновский показатель $\lambda_{1RR} = 0$, сумма показателей отрицательная, а наибольший ненулевой показатель $\lambda_{2RR} > -0,01$. Однако без учета радиационного трения старший показатель $\lambda_1 \sim 0,2$. Ввиду того, что электрон излучает дискретно во времени, между актами излучения он не испытывает радиационного трения. Показателям λ_{2RR} и λ_1 соответствует примерно один и тот же базисный вектор возмущения. Следовательно, частицы близкие в фазовом пространстве будут разбегаться с показателем λ_1 , а сближаться не быстрее, чем с показателем λ_{2RR} за счет излучения. В результате, регулярный аттрактор не образуется, стохастический нагрев в диапазоне амплитуд $35 < a < 137$ не подавляется. Кроме того, классическое описание излучения в виде непрерывно действующей силы радиационного трения неприменимо.

Для проверки данного вывода, было проведено численное моделирование движения частиц с помощью квазиклассического подхода [5], учитывающим и потерю энергии частицей при излучении и дискретность испускания фотонов. Движение в рамках квазиклассического подхода и без учета радиационного трения качественно схожи, поскольку радиационные потери малы по сравнению с энергией частицы, и основную роль играет дискретность излучения. Ввиду хаотичности, движение носит диффузионный характер. С помощью численного моделирования выявлено, что движение электрона можно разбить на счетное количество вариантов элементарных движений вдоль оси y и z продолжительностью полупериод волны. Движение в следующий полупериод определяется движением в предыдущий полупериод, т.е. движение электрона можно рассматривать как цепь Маркова. С помощью формализма матрицы перехода определены дисперсии смещений вдоль осей y и z , которые прямо пропорциональны корню из количества полупериодов волны. Следовательно, движение электронов в стоячей линейно-поляризованной волне описывается фундаментальным решением уравнения диффузии с постоянным и однородным коэффициентом диффузии. Численное моделирование подтверждает данный вывод.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда РФФИ (договор № 14-02-31495), Министерства образования и науки РФ (договор № 02.В.49.21.0003) и фонда «Династия».

- [1] Tamburini M., Pegoraro F., Di Piazza A. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2011. V. 653, No.1. P.181.
- [2] Lehmann G. and Spatschek K.H. // Phys. Rev. E. 2012. V. 85, No. 5. P. 056412.
- [3] Neitz N. and Di Piazza A. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111, No. 5. P.054802.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Теория поля. – М.: Физматлит, 2006. С.285.
- [5] Байер В.М., Катков В.Н., Фадин В.С. Излучение релятивистских электронов. – М.: Атомиздат, 1973. С.137.

СОЗДАНИЕ ПРОТОТИПА ПИКОСЕКУНДНОГО КАНАЛА ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКИ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

**А.И. Шугуров¹⁾, А.В. Андрианов^{1,2)}, А.В. Кирсанов^{1,2)}, С.Н. Жуков¹⁾,
И.В. Яковлев^{1,2)}, А.М. Сергеев^{1,2)}, М.И. Бакунов¹⁾**

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

В настоящее время в РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров) ведутся работы по созданию лазерной установки термоядерного синтеза. В подобных установках для сжатия и поджига термоядерной мишени используют мощные лазерные импульсы наносекундной длительности. Образующуюся при воздействии таких импульсов на мишень плазму диагностируют импульсами рентгеновского излучения, которые генерируют путем облучения металлических фольг пикосекундными лазерными импульсами. В связи с этим в создаваемой установке кроме 192 силовых наносекундных лазерных каналов запланированы 8 диагностических пикосекундных каналов. Прототип такого канала и разрабатывается группой авторов этой работы.

Схема прототипа пикосекундного канала изображена на рисунке. Задающим генератором (ЗГ) является лазер GLX-200 с длительностью импульса 200 фс и возможностью перестройки центральной длины волны в диапазоне 1,053–1,064 мкм. После растяжения импульса ЗГ до 2 нс в стретчере он поступает в параметрический усилитель, где взаимодействует с импульсом накачки с центральной длиной волны 0,527 мкм и длительностью импульса 3 нс. Лазер накачки параметрического усилителя разрабатывается в ИПФ РАН. В результате параметрического усиления энергия импульса возрастает до 0,5 Дж, а после прохождения нескольких усилителей на активных элементах из неодимового стекла – до 1,1 кДж. Затем импульс сжимается в компрессоре до 1 пс и направляется в мишенную камеру, где генерирует рентгеновские импульсы.

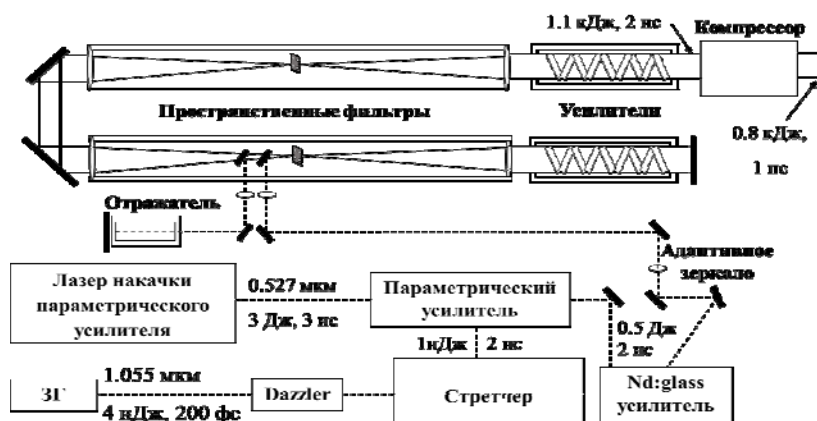


Рис. Схема прототипа быстрого канала.

Создание прототипа пикосекундного канала начиналось с разработки компрессора. Первыми были разработаны оптомеханические элементы для дистанционной настройки дифракционных решеток. В нижней части элементов располагается платформа с двумя угловыми регулировками, которые позволяют регулировать направление вертикальной оси вращения решетки компрессора. На платформе крепится продольный транслятор, обеспечивающий возможность продольного перемещения решетки. На верхней подвижной платформе транслятора расположено поворотное устройство, благодаря которому решетка имеет возможность поворачиваться вокруг вертикальной оси вращения. На поворотном устройстве крепится платформа, на которой располагается решетка в оправе. Для юстировки наклона решетки платформа оснащена двумя угловыми регулировками, позволяющими ей поворачиваться в пределах единиц градусов относительно горизонтальных осей: параллельной и перпендикулярной к рабочей поверхности решетки. Сверху на оправе решетки на дополнительном столике устанавливается настроечный кубик. Регулировки элементов осуществляются с помощью шаговых двигателей. Все оптомеханические элементы дистанционно управляются с помощью контролера.

Одновременно с созданием оптомеханических элементов проводилось исследование распространения chirпированного импульса в усилительном тракте сверхмощной лазерной установки. Для этой цели был разработан численный код, позволяющий моделировать распространение и усиление импульсов. С помощью кода была проверена возможность оптимизации усилителей для получения минимальной длительности импульса и увеличения пиковой интенсивности после компрессии. В ходе численного расчета усилителя на активном элементе из неодимового стекла было установлено, что максимальная пиковая интенсивность достигается при длине волны входного импульса $\approx 1,068$ мкм и длине усилителя ≈ 200 мм. Длительность импульса не имеет существенной зависимости от длины усилителя и минимальна при центральной длине волны входного импульса $\approx 1,064$ – $1,075$ мкм.

Кроме того, с помощью данного кода было проведено моделирование цепочки, состоящей из параметрического усилителя на кристалле LBO и усилителя на активном элементе из неодимового стекла. Были рассмотрены два варианта накачки параметрического усилителя с длинами волн 0,532 мкм и 0,527 мкм и для каждого из них четыре варианта длины волны входного сигнала: 1,054 мкм, 1,064 мкм, 1,07 мкм, 1,08 мкм. В результате были обнаружены максимумы зависимости пиковой интенсивности от длины усилителя на активном элементе при длинах волн входного сигнала 1,07 мкм и 1,064 мкм и накачки 0,532 мкм. При тех же параметрах достигается и минимальная длительность импульса.

Дальнейшие планы работы над пикосекундным зондирующим каналом заключаются в создании стретчера, предназначенного для растяжения во времени сверхкоротких лазерных импульсов и уголкового отражателя, обеспечивающего двойное прохождение двухрешеточного компрессора, а также предполагается исследовать особенности формирования контраста при усилении в параметрических усилителях и усилителях прямого усиления.

МАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ТОРОИДАЛЬНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

И.Р. Хайрулин, С.М. Кузнецова, А.В. Маслов, М.И. Бакунов

Нижегородский госуниверситет

В последнее время кольца из материалов с высокой диэлектрической проницаемостью (таких, например, как TiO_2) привлекают внимание как перспективный структурный элемент (метаатом) для создания магнитных метаматериалов. В отличие от широко известных металлических разрезных кольцевых резонаторов даже сплошные диэлектрические кольца способны демонстрировать резонансный диамагнитный отклик на приложенное переменное магнитное поле [1]. Практический интерес представляют толстые кольца, распределение тока внутри которых неоднородно и к которым, следовательно, не применимо описание с помощью эквивалентных схем [2].

В данной работе исследован магнитный отклик диэлектрического кольца тороидальной формы с произвольным аспектным соотношением a_1/a_2 на гармоническое магнитное поле (рис. 1). Индуцированное полем вихревое электрическое поле E связано с плотностью тока поляризации соотношением $j = i\omega\epsilon\epsilon_0 E$, где $\epsilon = 100 - i$ – диэлектрическая проницаемость материала тора. Применяя подход работы [2], приходим к интегральному уравнению для плотности тока $j(\rho, z)$:

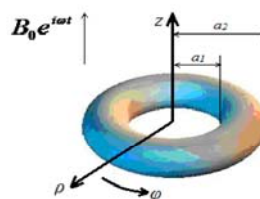


Рис. 1

$$j(\rho, z) = \frac{\omega^2 \varepsilon}{4\pi^2} \iiint_V \frac{\cos \varphi'}{\sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos \varphi' + (z - z')^2}} j(\rho', z') dV' = \frac{\omega^2 (\varepsilon - 1) \varepsilon_0}{2} \rho B_0 \quad (1)$$

(интегрирование ведется по объёму тора).

При $B_0 = 0$ уравнение (1) описывает собственные моды тора. Распределение тока для четырёх низших мод представлено на рис. 2 при $a_1 = 15$ мкм и $a_2 = 30$ мкм. Распределение тока основной моды практически однородно (рис. 2а). Для высших мод распределение тока знакопеременное (рис. 2б-г). На рис. 3 приведена зависимость собственных частот $\text{Re} \omega_n$ от a_1/a_2 при $a_2 = 30$ мкм. Увеличение радиуса сечения тора приводит к уменьшению частот и электрического размера тора.

Для расчета отклика тора на внешнее магнитное поле раскладываем искомый ток $j(\rho, z)$ по собственным функциям $f_n(\rho, z)$ интегрального оператора в (1):

$$j(\rho, z) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n f_n$$

и находим коэффициенты b_n , используя ортогональность функций f_n . Магнитный момент тора находим как

$$m = \frac{1}{2} \iiint_V \rho^2 j(\rho, z) dV,$$

где интегрирование ведется по объёму тора. Магнитная проницаемость метаматериала из невзаимодействующих торов с кубической элементарной ячейкой объема $(2a_2)^3$ описывается формулой

$$\chi = \frac{m}{B_0 (2a_2)^3}.$$

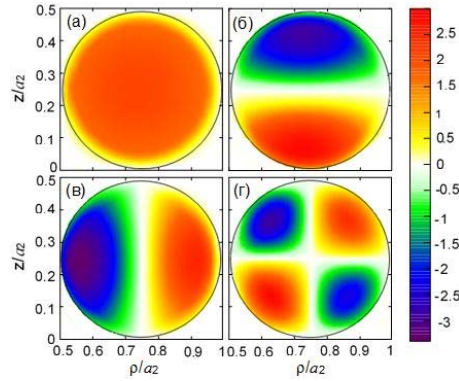


Рис. 2

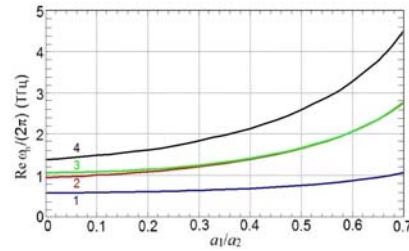


Рис. 3

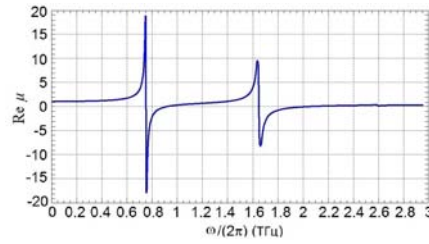


Рис. 4

На рис. 4 представлена частотная зависимость действительной части магнитной проницаемости $\mu = 1 + \chi$ при $a_1 = 15$ мкм и $a_2 = 30$ мкм. Резонансы соответствуют возбуждению собственных мод метаатома. Второй пик соответствует третьей моде, так как антисимметричное распределение тока второй моды не создает магнитного момента.

Таким образом, диэлектрические частицы тороидальной формы способны демонстрировать резонансный отклик на внешнее переменное магнитное поле, связанный с возбуждением собственных мод частиц – самосогласованных распределений поляризационного тока и магнитного поля. Резонансными частотами можно управлять путем изменения аспектного соотношения a_1/a_2 тора.

[1] Jelinek L., Marques R. // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. V. 22, No. 2. P. 025902.

[2] Maslov A. V., Kuznetsova S. M., Hangyo M., Bakunov M.I. // J. Opt. 2014. V. 16. P. 1125104.

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ

С.Н. Жуков, Н.Е. Михайлычев

Нижегородский госуниверситет

Фемтосекундные импульсы ближнего ИК и терагерцового диапазона частот находят применение в таких отраслях науки, как физика наноструктур и метаматериалов для неразрушающих структурных исследований, спектроскопии и дефектоскопии образцов [1]. Неотъемлемым этапом этих процессов является фокусировка широкополосных импульсов. При этом необходимо учитывать изменения параметров импульса, вносимые самой фокусирующей системой. Исследуем возникающие эффекты путем численного моделирования процесса фокусировки методом конечных разностей во временной области [2] на примере широкополосного терагерцового импульса, генерируемого на выходе оптико-терагерцового конвертера в электрооптическом кристалле (рис. 1, 2) [3].

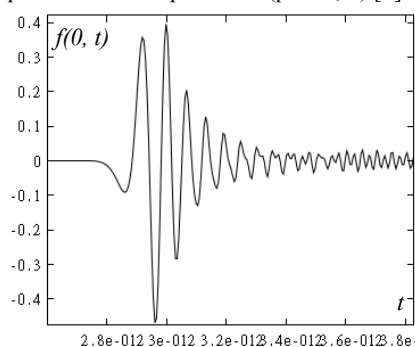


Рис. 1

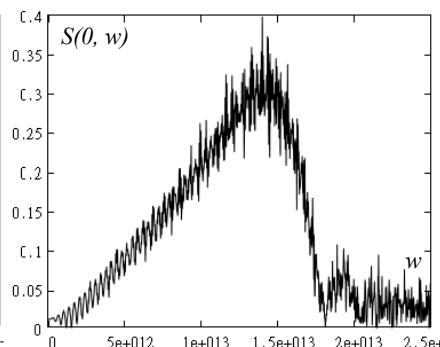


Рис. 2

Импульс, генерируемый в точке $z = 0$, падает на плоско-выпуклую цилиндрическую линзу ширины $2R$ и радиуса кривизны R_L с фокусным расстоянием F , расположенную в точке $z = z_1$ (рис. 3).

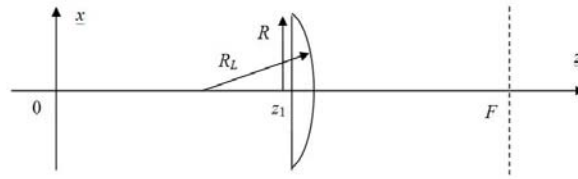


Рис. 3

Сравним форму импульса (рис. 4) и его спектр (рис. 5) в точке фокусировки с линзой (сплошная кривая) и без нее (пунктирная кривая), а также плотность потока энергии через площадку шириной R в фокальной плоскости (рис. 6).

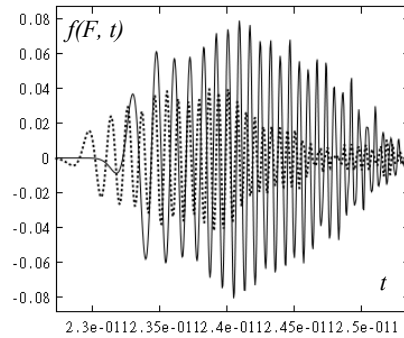


Рис. 4

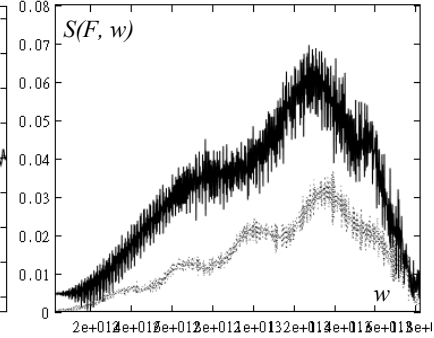


Рис. 5

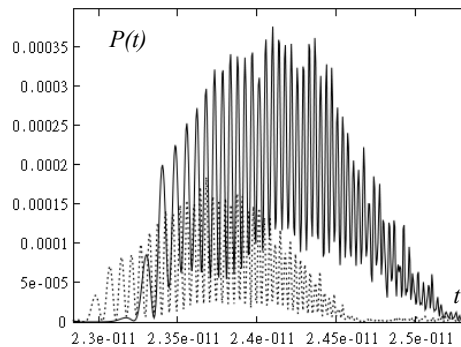


Рис. 6

Форма импульса и его спектр сильно искажаются вследствие дифракционной расходимости при распространении. Провалы в спектре импульса при распростра-

нении без фокусировки могут быть объяснены различной степенью расходимости спектральных компонент. Интенсивность сфокусированного импульса имеет максимум как непосредственно в точке фокуса, так и на некотором расстоянии от нее, при этом можно отметить характерную задержку, вызванную прохождением импульса через материал линзы с высоким показателем преломления.

- [1] Cook D.J., Hochstrasser R.M. // Opt. Lett. 2000. V. 25. P. 1210.
- [2] Yee K. // IEEE Trans. on Ant. and Propag. 1966. V. 14. P. 302.
- [3] Bakunov M.I., Bodrov S.B., Maslov A.V., Hangyo M. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 085346.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ОКТ-ДИАГНОСТИКИ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА

М.А. Пасухин¹⁾, П.Д. Агрба¹⁾, М.Ю. Кириллин²⁾

¹⁾Нижегородский университет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Визуализация внутренних структур методом оптической когерентной томографии (ОКТ) находит широкое применение в различных областях медицинской диагностики [1]. Метод основан на низкокогерентной интерферометрии и позволяет получать изображение внутренней структуры биоткани на глубинах до 2 мм с разрешением до единиц мкм. Для построения изображений используется излучение, рассеянное назад оптическими неоднородностями среды. Следует отметить, что на оптические свойства биоткани могут влиять такие факторы как компрессия и изменение температурного режима объекта, а также наличие в объекте патологических процессов. В работе [2] показано, что анализ гистограмм ОКТ-изображений позволяет разработать алгоритм для автоматического распознавания ряда патологий. Целью данной работы была разработка автоматического алгоритма обработки ОКТ-изображений для мониторинга состояния кожи человека в процессе терапии.

Для учета влияния шума при анализе гистограмм отдельно строилась гистограмма шума для той области ОКТ-изображений, которая априори соответствует нулевому ОКТ-сигналу. Полученная гистограмма с соответствующим весовым коэффициентом вычиталась из гистограмм диагностических ОКТ-изображений для выделения полезного сигнала. После вычитания гистограмма аппроксимировалась суммой двух распределений Гаусса с 6 параметрами:

$$S = a_1 \cdot e^{-\left(\frac{b_1 - x}{c_1}\right)^2} + a_2 \cdot e^{-\left(\frac{b_2 - x}{c_2}\right)^2}.$$

Для верификации применяемого метода был проведен модельный эксперимент с растворами липофундина разных концентраций, традиционно используемыми в качестве оптических фантомов биоткани [3]. При построении и анализе гистограмм ОКТ-изображений растворов липофундина с увеличением концентрации была замечена тенденция к уменьшению амплитуды первой компоненты, смещение

гистограммы в область более высоких интенсивностей, а при еще более высоких концентрациях образование второго максимума, связанного с высоким спаданием сигнала в среде [4].

При анализе ОКТ-изображений тонкой кожи человека в процессе механической компрессии, при предварительном охлаждении биоткани до 0°C и предварительном нагреве поверхности биоткани до 45°C также наблюдались характерные изменения формы гистограмм, которые количественно могут быть выражены через изменения параметров экспонент [4].

В процессе лечения патологий кожи изменения, происходящие с биотканью, приводят к изменению ОКТ-изображений этой ткани. Это приводит к изменению гистограмм соответствующих изображений, соответственно и изменению параметров функций. Так, при лечении склеродермии наблюдается снижение параметра амплитуды у первой экспоненты и увеличение ширины у обеих экспонент (рис. 1). При псориазе наблюдается возрастание первой амплитуды и смещения и ширины второй, а также незначительное снижение амплитуды первой и смещение второй экспоненты (рис. 2).

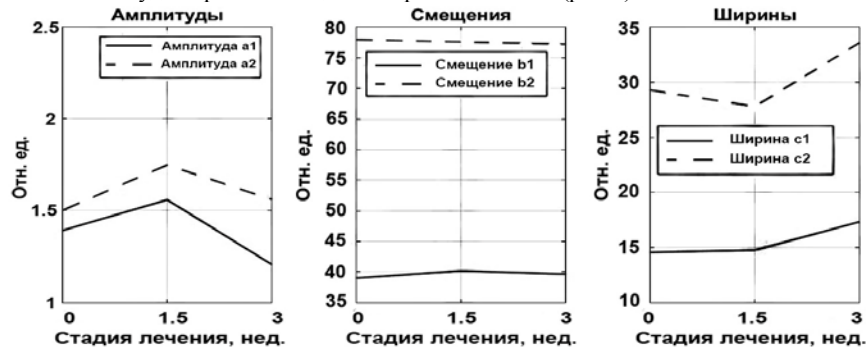


Рис. 1

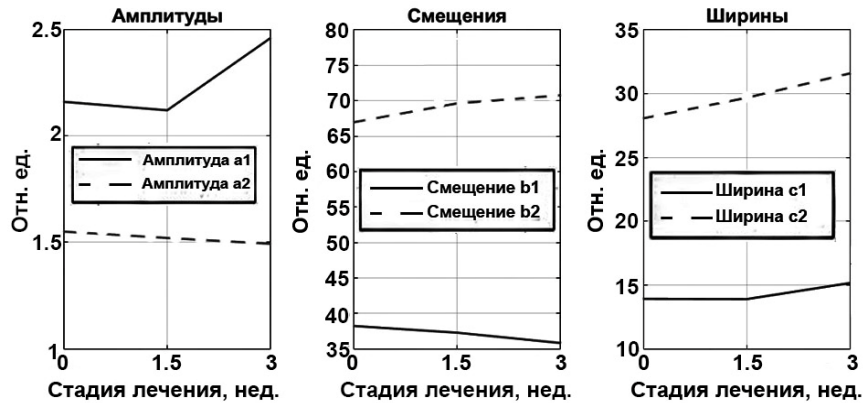


Рис. 2

Таким образом, изменения параметров аппроксимирующих функций могут быть использованы при мониторинге степени выздоровления в процессе лечения.

- [1] Handbook of Optical Coherence Tomography / Ed. B.E. Bouma and G.J. Tearney. – New York: Marcel Dekker, 2002. P.23.
- [2] Kirillin M., Panteleeva O., Yunusova E., Donchenko E., Shakhova N. // J. of Biomedic. Opt. 2012. No. 17. P. 081413.
- [3] Крайнов А.Д., Мокеева А.М., Сергеева Е.А., Агрба П.Д., Кириллин М.Ю. // Опт. и спектроскоп. 2013. Т.115, № 2. С. 47.
- [4] Пасухин М.А., Агрба П.Д., Кириллин М.Ю. // В кн.: Тр. XVIII научн. конф. по радиофизике. 13 мая 2014 г. /Ред. В.В. Матросов. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2014. С.156.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ОБРАЗЦОВ МЕТОДОМ BaLM

В.В. Дуденкова¹⁾, Ю.Н. Захаров^{1,2)}

¹⁾*Нижегородский госуниверситет*

²⁾*Harvard University*

Большинство существующих методов получения сверхвысокого разрешения требует специальных режимов и больших мощностей освещения. Кроме того, большинство методик локализации отдельных молекул флуорофора узко специфичны, пригодны для изучения только специальных фотопереключаемых красителей и требуют большого количества измерений, пропорциональных количеству визуализируемых флуорофоров при регистрации на камеры с высоким соотношением сигнал-шум.

Перспективным методом является подход, не требующий специализированного источника излучения вкупе со специализированной оптикой для формирования возбуждающего пучка. Ключевым параметром для достижения теоретически максимально возможного разрешения как временного, так и пространственного, является источник возбуждения. Необходимо подобрать источник возбуждения, а также задать его мощность. В перспективном методе флуоресцентного анализа BaLM [1] или 3B [2] используются полихроматические источники света (например, ксеноновая лампа). Мы предлагаем использовать лазер для возбуждения флуоресценции, так как при правильно выбранной длине волны, соответствующей максимуму спектра поглощения флуорофора, его узкая спектральная полоса будет максимально эффективно возбуждать флуорофор при минимальном вкладе шумовой компоненты автофлуоресценции. Из этих соображений лучший результат также будет достигнут при выборе флуорофоров, максимум поглощения которых лежит в красной области видимого диапазона, а значит, эмиссионный отклик будет детектироваться в ещё более длинноволновой части спектра, не перекрываясь с автофлуоресценцией,

максимальной в зеленой части спектра. Проведя анализ всех факторов, влияющих на получение сверхвысокого разрешения, мы получили формулу для расчета оптимальной мощности возбуждения флуоресценции:

$$P_{\text{опт}} = \frac{3\hbar c S N A^4}{16\theta_F \sigma n \lambda^4 \pi^2}.$$

В данной формуле f – частота записи кадров цифровой матрицы, h – постоянная Планка, c – скорость света, S – площадь лазерного пучка, NA – числовая апертура используемого объектива, θ_F – квантовый выход флуорофора, σ – сечение поглощения флуорофора, n – концентрация флуорофора, λ – длина волны лазера.

При проведении эксперимента с получением изображений сверхвысокого разрешения методом флуоресцентного анализа BaLM необходимо предварительно рассчитать оптимальные значения используемой мощности лазера. Для различных флуорофоров это значение может различаться в несколько раз. Характерное значение мощности, необходимое для корректного возбуждения флуоресценции коммерческих флуорофоров составляет порядка единиц микроватт.

Исследования выполнены при поддержке грантов РФФИ № 15-42-02658 «Разработка и использование когерентных и флуоресцентных методов сверхвысокого разрешения в оптическом диапазоне для исследования динамики пространственной структуры и функционального состояния живых биосистем» и № 13-02-01420 «Методы низкокогерентной интерферометрии и количественной фазовой микроскопии для широкопольной оптической когерентной томографии».

- [1] Burnette D.T., Sengupta P., Dai Y., Lippincott-Schwartz J., Kachar B. // PNAS. 2011. V. 108, No. 52. P. 21081.
- [2] Cox S., Rosten E., Monypenny J., Jovanovic-Taliman T., Burnette D. T., Lippincott-Schwartz J., Jones G. E., Heintzmann R. // Nature Methods. 2012. V. 9, No. 2. P. 195.

ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БИОТКАНЕЙ И ИХ ФАНТОМОВ

Д.А. Логинова¹⁾, А.Д. Крайнов¹⁾, П.Д. Агрба¹⁾, М.Ю. Кириллин²⁾

*Нижегородский госуниверситет
Институт прикладной физики РАН*

Для апробации оптических методов биомедицинской диагностики и калибровки установок необходимы сведения об оптических свойствах реальных биотканей, на основе которых также создаются оптические фантомы – среды, имитирующие оптические свойства биотканей.

В данной работе определялись оптические свойства биотканей лабораторной мыши *ex vivo* и компонент фантома в интервале длин волн 400–1100 нм, по полученным данным определялся оптимальный состав фантома, моделирующего свойства, близкие к свойствам исследуемых образцов.

Объектами исследования были выбраны мозг и мышцы лабораторной мыши. Образцы биотканей были гомогенизированы, а затем помещены в 1-мм плоскопараллельные кварцевые кюветы. Спектрофотометром Analytikjena Specord 250 plus с применением интегрирующей сферы снимались спектральные характеристики – коллимированное и диффузное пропускание, диффузное отражение. По измеренным спектрам по оригинальной методике [1] восстанавливались коэффициенты поглощения $\mu_a(\lambda)$ и рассеяния $\mu_s(\lambda)$ (рис. 1).

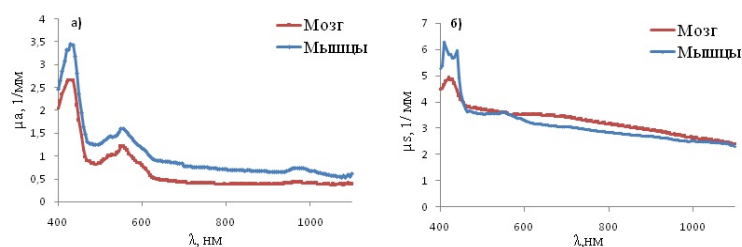


Рис. 1

Аналогичным образом определялись оптические свойства липофундина (МСТ/ЛСТ 20%) и черной туши, традиционно использующихся в качестве компонентов оптического фантома. Так как в полученном спектре коэффициента поглощения мозга мыши наблюдается характерный пик на длине волны 555 нм, обуслов-

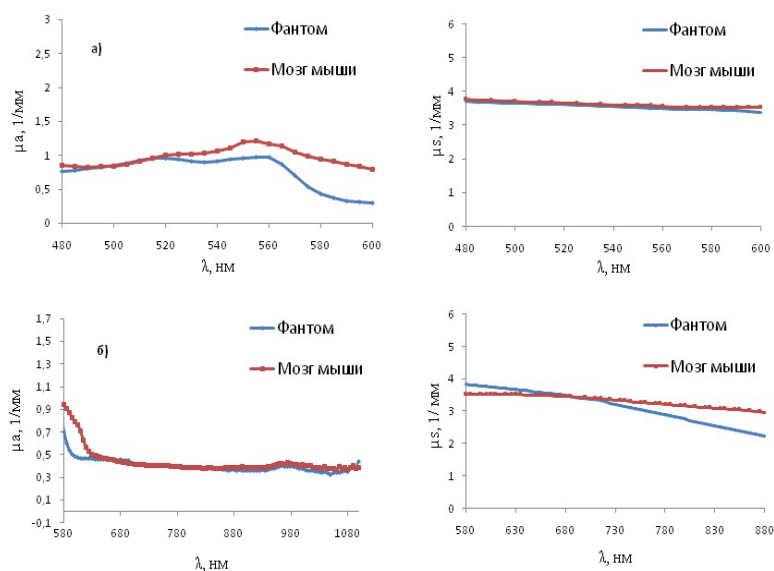


Рис. 2

ленный поглощением гемоглобина, для более точного моделирования данного эффекта в фантоме в дополнение к черной туши и липофундину были взяты красные чернила, имеющие в своем спектре коэффициента поглощения пик на той же длине волны.

Ввиду неоднородности спектра коэффициента поглощения мозга мыши было решено разработать два оптических фантома, имитирующие свойства биоткани в двух интервалах длин волн: 480–580 нм и 580–880 нм. По измеренным величинам коэффициентов поглощения и рассеяния подбирались оптимальные соотношения компонентов для каждого из двух фантомов. Сравнение оптических свойств полученных фантомов со свойствами реальной биоткани представлено на рис. 2 (а – фантом в интервале длин волн 480–580 нм, б – фантом в интервале 580–880 нм).

В результате работы измерены оптические свойства образцов биотканей лабораторной мыши в интервале 400–1100 нм, и разработаны фантомы биоткани мозга для двух интервалов длин волн 480–580 нм и 580–880 нм, расхождение между значениями их оптических характеристик и характеристик биоткани не превышает 20%.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты РФФИ 14-02-31549 и 15-02-04270).

- [1] Сергеева Е.А., Крайнов А.Д., Агрба П.Д., Кириллин М.Ю. Методика экспериментального определения оптических характеристик суспензий наночастиц на основе данных спектрофотометрии. – М.: Стандартинформ. 2014, 30 с.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ ДЕМОНСТРАЦИИ КАРТИНЫ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЕЩЕСТВЕ

П.В. Казарин, Н.С. Степанов

Нижегородский госуниверситет

Известный порошковый способ визуализации [1] позволяет получать наглядные картины линий достаточно сильных магнитных полей (с магнитной индукцией порядка десяти миллитесла и более) в вакууме (в воздухе). Наличие границы раздела сред приводит к силовому взаимодействию железных опилок с ней вследствие магнитного момента, наводимого внешним полем. Опилки, находящиеся на стороне с меньшим значением магнитной проницаемости μ , будут подтягиваться к границе, а на противоположной, наоборот, отталкиваться от неё. В результате при значениях $10 \leq \mu \leq 10^3$ наиболее интересная область поля, примыкающая к поверхности раздела сред, оголяется. При существенной разнице между значениями магнитной проницаемости сред углы преломления линий становятся близки к $\pi/2$, что делает в целом картину не информативной. Поэтому для наблюдения особенностей распределения линий поля в присутствии границы с магнетиком используется материал с относительной магнитной проницаемостью μ порядка двух единиц, который был разработан авторами для этих целей.

Материал состоит из ферромагнитного порошка и диэлектрика (воска), соединённых в однородную массу при нагреве до плавления воска. Частицы ферропорошка шарообразной формы (рис. 1) диаметром не более 0,3 мм получены при обработке стали шлифовальной машиной. Технология изготовления образцов магнетиков была разработана путём заполнения требуемой формы нагретой массой с последующим прессованием (рис. 2). По сравнению с величиной магнитной проницаемости самих частиц магнитная проницаемость полученного материала меньше вследствие электрической и магнитной изоляции их друг от друга тонкими прослойками воска. При этом частицы механически скреплены между собой с помощью этого диэлектрика. Значение μ , не превышающее 2,2, в основном зависит от соотношения компонентов, диаметра частиц и силы прессования получающейся массы. Такой материал можно отнести к магнитодиэлектрикам и использовать многократно.



Рис. 1



Рис. 2

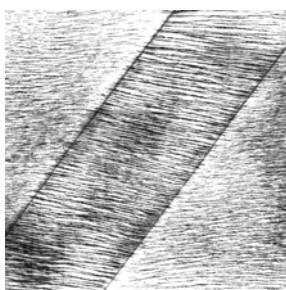


Рис. 3

На рис. 3 приведён пример применения материала для демонстрации преломления линий магнитного поля на границе «магнетик–вакуум» при прохождении их через плоскую пластину из магнетика ($\mu=1,8$) с вакуумным вырезом. Опилки, насыпанные на индикаторную пластинку, воспроизводят составляющую вектора напряжённости магнитного поля, тангенциальную к ней. В вакуумном «вырезе» наблюдается сгущение линий, что указывает на большую напряжённость поля, чем в магнетике. Картина даёт экспериментальное подтверждение преломления линий поля на границе и является дополнением к теоретическим рисункам, часто приводимым в учебной литературе [2].

Таким образом, специально подобранным материалом можно обеспечить показ характерных структур магнитных полей на границе «магнетик–вакуум».

- [1] Лекционные демонстрации по физике / Под ред. В.И.Ивероной. – М.: Наука, 1972, 640 с.
- [2] Калашников С.Г. Электричество. – М.: Физматлит, 2003. С. 234.